## Фотоэлектрические свойства средневолновых ИК фотодиодов на основе двойных гетероструктур *P-InAsSbP/n-InAs/N-InAsSbP* с плавным p-n переходом

<u>Ременный М.А.</u><sup>1</sup>, Брунков П.Н.<sup>1</sup>, Ильинская Н.Д.<sup>1</sup>, Карандашев С.А.<sup>1</sup>, Карпухина Н.Г.<sup>2</sup>, Лавров А.А.<sup>1,2</sup>, Матвеев Б.А.<sup>1</sup>, Стусь Н.М.<sup>1,2</sup>, Усикова А.А.<sup>1</sup> <sup>1</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, РФ, http://www.ioffe.ru <sup>2</sup> ООО «ИоффелЕД», С.-Петербург, РФ, http://www.ioffeled.com

### Введение

Средневолновые ИК фотодиоды (ФД) на основе полупроводников A3B5, работающие в первом окне прозрачности атмосферы (3-5 мкм), используются в ряде оптических анализаторов, например, для медицины и систем безопасности на предприятиях [1]. В последнее время было также обращено внимание на возможность использования таких ФД, в частности ФД на основе *InAs*, для дистанционного измерения температуры объектов, начиная со значений 50 °C [2, 3].

Для повышения быстродействия чаще всего прибегают к созданию  $\Phi Д$  с малой площадью электрически активной области, т.е.  $\Phi Д$  с невысоким значением барьерной емкости. Для таких  $\Phi Д$  становится заметным влияние утечек тока с участием инверсного слоя на поверхности p-*InAs*, приводящее к снижению обнаружительной способности [3, 4, 5]. В этой связи поиски решений по уменьшению поверхностных утечек в диодах на основе *InAs*, например, путем замены слоя p-*InAs* на слой p-*InAsSbP*, в котором образование инверсного слоя на поверхности затруднено [4], являются по-прежнему актуальными.

К настоящему времени уже накоплена значительная база данных о вольт-фарадных характеристиках (ВФХ) ФД на основе одиночных и двойных гетероструктур (ДГС) *P*-*InAsSbP/n-InAs*; тем не менее, несмотря на однотипность описанных в литературе образцов ФД, имеется большой разброс значений барьерной емкости и других, важных для применения параметров. Так, например, при описании результатов измерений барьерной емкости отмечается существенное влияние на нее частоты модуляции (см., например, [6]); в других же работах частота модуляции, использованная при измерениях, не указывается [7]. Кроме того, все известные нам исследования ВФХ структур на основе *InAsSbP/InAs* отмечали наличие резкого р-п перехода, что, на наш взгляд, не является оптимальным для получения малой емкости и небольших туннельных токов.

Из сказанного выше ясно, что потенциальные возможности ФД, содержащих гетеропереход *InAsSbP/InAs*, недооценены и требуются их дополнительные исследования.

В данной работе мы концентрируем внимание на изучении фотоэлектрических свойств  $\Phi Д$  на основе  $Д\Gamma C$  *P-InAsSbP/n-InAs/P-InAsSbP*, выращенных на прозрачной подложке n<sup>+</sup>-*InAs*, чувствительных в области 3 мкм и имеющих нерезкий n-р переход, в широком диапазоне температур и частот.

## Образцы и методы исследований.

Изопериодные с *InAs* эпитаксиальные ДГС были аналогичны исследованным нами ранее [<sup>8</sup>] и содержали сильнолегированную подложку n<sup>+</sup>-InAs (n<sup>+</sup> ~ 10<sup>18</sup> см<sup>-3</sup>) и три эпитаксиальных слоя: 1) широкозонный специально нелегированный слой твердого раствора N - *InAsSbP* ( $E_g^{77K} \approx 480$  мэВ) толщиной 2-3 мкм, 2) специально нелегированный слой n-*InAs* толщиной 4-6 мкм, 2) широкозонный (контактный) слой твердого раствора P - *InAsSbP* ( $E_g^{77K} = 480$  мэВ) толщиной 2-3 мкм, легированный *Zn* в процессе роста. Разрывы зон на гетерограницах составляли  $\Delta E_c = 120$  мэВ и  $\Delta E_v = -30$  мэВ (300 K).

Пространственное расположение границ раздела (ГР) определялось при измерении тока растекания с помощью проводящего зонда атомно-силового микроскопа INTEGRA Prima с радиусом закругления 100 нм по методике, предложенной в [9]. Схема эксперимента,

Ременный М.А. и др., Труды 24-ой Международной научно-технической конференции по фотоэлектронике и приборам ночного видения 2 24-27 мая 2016 года, Москва, стр. 111-116, ISBN 978-5-7164-0665-0

а также его результаты, полученные на сколе структуры (110), приведены на Рис.1.





**Рис.1** Топология скола структуры (1<u>1</u>0) (сканирование вдоль направления [100]). На вставке – схема эксперимента

**Рис.2** Зависимость обратного тока от температуры при U=-0.2 В. Значение параметра в показателе экспоненты E=0.35 эВ.

Как видно из Рис.1, топологические ГР совпадали с границами, выявляющимися из-за различия в электропроводности слоев. Топологические ГР могут быть обусловлены как напряжениями, вызванными, например, различием коэффициентов остаточными термического расширения составляющих гетероструктуру частей, так и различием в толщине собственного окисла на поверхности InAs и InAsSbP. Значения топологических «ступенек» сопоставимо со значением толщины окисла, определенного в работе [10] для образцов из кремния. Значение тока зонда качественно коррелирует с ожиданиями, основанными на экспериментальных данных об относительно низкой проводимости слоев р-InAsSbP и высокой проводимости подложки n<sup>+</sup>-InAs [11]. Поэтому мы полагаем, что изменение типа проводимости слоев происходит вблизи от ГР, т.е. можно констатировать совпадение положение р-п перехода и ГР. Это существенно отличает наши образцы от исследованных ранее (см., например, [6]), в которых из-за глубокой диффузии цинка в InAs гетеропереход p-InAsSbP/n-InAs отсутствовал. Вместо него в [6] был сформирован гетеропереход p-InAsSbP/p-InAs из-за значительного (на несколько мкм) заглубления p-n перехода в слой *InAs*.

Образцы содержали мезы диаметром от 40 мкм до 0.3 мм, при этом общая высота мез составляла ~15 мкм. Отражающие дисковые контакты к слою P-InAsSbP формировались в центре мез, при этом расстояние между краями контакта и мезы составляло не более 5 мкм.

Темновые и световые ВАХ измерялись в температурном диапазоне 80-300 К в режиме постоянного тока с помощью субфемтоамперметра SourceMeter Keithley 6430 оборудованного удаленным усилителем, системой охлаждения Closed Cycle Refrigerator System CCS-450 DLTS и контроллером Temperature Controller Lake Shore 335. Для измерения ВАХ в условиях подсветки использовался светодиод LED30Sr. Вольт-фарадные характеристики были изучены с помощью измерителя E4981A.

### Результаты измерений и их обсуждение.

Вид ВАХ был аналогичен полученному ранее в [8] для подобных структур: в полулогарифмическом масштабе прямая ветвь ВАХ линеаризовалась в области больших токов при значении фактора идеальности  $\beta$  в пределах 1.3-1.4 ( $I=I_o(exp(eU/\beta kT-1))$ , где к - постоянная Больцмана, Т- температура, U - напряжение смещения, е – заряд электрона), что дает основание предполагать преобладание диффузионного механизма протекания тока во всем температурном диапазоне 77-300 К. Обратный ток слабо зависел от напряжения при U< -3кT/e; с понижением температуры его значение быстро уменьшалось, как показано на Рис.2.

Ременный М.А. и др., Труды 24-ой Международной научно-технической конференции по фотоэлектронике и приборам ночного видения 3 24-27 мая 2016 года, Москва, стр. 111-116, ISBN 978-5-7164-0665-0

Энергия активации, полученная из температурной зависимости на Рис.2 при T> 150 К составляла E=0.35 эВ. Полученная величина близка к значению ширины запрещенной зоны *InAs* (300 K), что подтверждает главенство диффузионного транспорта носителей при формировании тока. Отклонение низкотемпературных данных от экспоненциальной зависимости exp (-E/kT) вызвано, в основном, утечками тока.

В области низких температур обратный ток заметно возрастал с ростом смещения, однако, по нашему мнению, это не было связано с ударной ионизацией, поскольку при измерениях фототока при подсветке с помощью СД не было обнаружено его зависимости от приложенного напряжения при больших смещениях. Полученный результат согласуется с недавно уточненными значениями коэффициентов лавинного умножения в p- и n-InAs, согласно которым вероятность размножения дырок значительно меньше, чем электронов.



Рис.3 Температурная зависимость произведения динамического сопротивления на площадь ФД (левая шкала), а также обнаружительной способности (правая шкала)

Рис.4 Зависимость удельной емкости от площади ФД при 77 и 300 К. Значения Сов данной работе (заполненные символы) получены при f=2 МГц. Верхняя шкала дает приближенные габариты ФД.

Спектры фоточувствительности (S<sub> $\lambda$ </sub>) имели характерный для данного типа ФД вид [<sup>12</sup>], а именно, красную границу при 3.7 мкм (300К) и коротковолновый край, обусловленный пропусканием подложки n<sup>+</sup>-*InAs*. С понижением температуры максимум спектра ( $\lambda_{max}$ ) сдвигался в коротковолновую область, что, в основном, связано с изменением ширины запрещенной зоны *InAs*. При низких температурах максимум спектра фоточувствительности был более зависим от температуры ( $\lambda_{max}^{300K} = 3.4$  мкм,  $\lambda_{max}^{77K} = 2.4$  мкм), чем край чувствительности ( $\lambda_{0.1}^{300K} = 3.7$  мкм,  $\lambda_{0.1}^{77K} = 3.1$  мкм), что, по-видимому, связано с поглощением излучения в широкозонном слое N-*InAsSbP*. Внутренняя квантовая эффективность в максимуме спектра составляла 0.66 для всех температуре (до значения η=0.55) может быть связано с уменьшением оптической прозрачности n<sup>+</sup>-*InAs* при повышении температуры [12].

На рис. З представлена температурная зависимость экспериментальных и расчетных значений произведения динамического сопротивления в нуле смещения на площадь мезы (А); в последнем случае принималось, что  $R_o^{U >> 0} A = A \beta k T / eI_o$ . Там же приведены расчетные значения обнаружительной способности  $D_{\lambda}^* = S_{\lambda} \sqrt{R_o A / 4kT}$ . Из рис. З видно, что температурная зависимость  $R_oA$  более резкая, чем для генерационно-рекомбинационного процесса формирования тока, поэтому можно предположить несущественность влияния глубоких уровней на процессы рекомбинации. Действительно, ватт-амперная характеристика диода была линейна в широком диапазоне токов (2 мкA-16 мA), что характерно для диодов, не содержащих центров безылучательной рекомбинации Шокли-Рида. Кроме этого, барьерная емкость оказалась независимой от частоты модуляции в пределах 1-2000 кГц; это

Ременный М.А. и др., Труды 24-ой Международной научно-технической конференции по фотоэлектронике и приборам ночного видения 4 24-27 мая 2016 года, Москва, стр. 111-116, ISBN 978-5-7164-0665-0

свойство отличает полученные нами образцы от большинства диодов, в которых присутствие глубоких уровней в запрещенной зоне *InAs* приводит к 2-3<sup>x</sup> кратному падению емкости с увеличением частоты в том же диапазоне (см, например, [6]). Отсутствие таких уровней может также способствовать получению низких темновых токов, имеющих место в нашем эксперименте.

Следует отметить, что в подавляющем большинстве работ, посвященных ГС *InAsSbP/InAs*, утверждается о линеаризации ВФХ в координатах  $(1/C)^2 - U$  [6, 7], в нашем же случае такая линеаризация имела место для координат (1/C)<sup>3</sup>-U, что при прочих равных условиях может служить основанием для ожидания большей, чем в аналогах, ширины области объемного заряда и, соответственно, меньшей емкости и меньшей вероятности для туннелирования носителей через потенциальный барьер. Действительно, как видно из Рис.4, значения удельной емкости Со/А в данной работе существенно меньше опубликованных значений для комнатной температуры и температуры жидкого азота. Обычно задача одновременного повышения быстродействия и обнаружительной способности  $D_{\lambda}^{*}$  трудно решаема, поскольку утечки по поверхности при малых диаметрах мезы не позволяют одновременно получить низкие значения барьерной емкости (Co) и низкую плотность темнового тока. В этой связи важно отметить, что низкие значения удельной барьерной емкости получены в образцах малых размеров (d=90 мкм) с высокими значениями обнаружительной способности. Постоянная времени RC цепочки, оцененная для ФД с диаметром площадки 90 мкм, составила  $\tau = RC_0 = 300$  (300 K) и 75 (77 K) пс для стандартного нагрузочного сопротивления 50 Ом. Поскольку полученные значения сопоставимы с постоянной времени для ФД ближней ИК области на основе GaInAsSb/GaAlAsSb ( $\lambda_{0.1}=2.4$ мкм) и значительно меньше, чем в ФД средней ИК области на основе InAs/InAsSbP (λ<sub>0.1</sub>=3.8 мкм), приведенных в [13], то исследованные ФД на основе плавного p-n перехода можно, повидимому, отнести к классу быстродействующих ФД. При приложении смещения значения постоянная времени будет, естественно, уменьшаться.

Авторы выражают благодарность Петрову А.С. (ОАО «ЦНИИ Электрон») за полезные обсуждения, а также Поповой Т.Б. (ЦКП «Материаловедение и диагностика в передовых технологиях») за помощь в проведении измерений. Работа, выполненная в ООО проектом «ИоффеЛЕД», поддержана ΦЦП "Разработка технологии получения полупроводниковых фоточувствительных материалов для матричных инфракрасных фотоприемников и тепловизоров" (код контракта 14.576.21.0057).

# Литература

- 9 S. B. Kuntze, D. Ban, E. H. Sargent, Crit. Rev. in Solid St. Mat. Sc., Nº 30, 71–124 (2005).
- 10 O.A. Maslova, J. Alvarez, E.V. Gushina et al, Appl. Phys. Lett., 97, 252110 (2010).
- 11 С.А. Карандашев, Б.А. Матвеев, В.И. Ратушный и др., ЖТФ, **84**(11), 52-57 (2014).
- 12 B.A. Matveev, N.V. Zotova, S.A. Karandashev et al, Proc. SPIE 4650, p.173-178 (2002).
- 13 Yu.P. Yakovlev, I.A. Andreev, S. Kizhayev et al, «High-speed photodiodes for 2.0-4.0 µm spectral range» Proc. SPIE, 6636, 66360D-66360D-13, (2007).

<sup>1</sup> Б.А. Матвеев, Фотоника, №6 (48), стр. 80-90 (2014),

<sup>2</sup> G.Yu. Sotnikova, S.E. Aleksandrov, G.A. Gavrilov, Proc. SPIE, 8073, 80731A (2011). 3

X.Zhou, X.Meng, A.B. Krysa et al, IEEE Sensors Jour., 15 (10), 5555-5560 (2015).

<sup>4</sup> А.В. Пенцов, С.В. Слободчиков, Н.М. Стусь и Г.М. Филаретова, «Способ получения фотодиодов», авт.свид. СССР № 1840979 с приоритетом от 15.08.1988.

R.M. Lin, S.F. Tang and C.H. Kuan, J. Vac. Sci. Technol., B 18.6., 2624-2626 (2000).

<sup>6</sup> M. Ahmetoglu (Afrailov), Infrared. Phys. Technol., 53, 29-32 (2010).

<sup>7</sup> И.А. Андреев, О.Ю. Серебренникова, Н.Д. Ильинская и др., ФТП, 49 (12), 1720 (2015).

P.N. Brunkov, N.D. Il'inskaya, et al, Infrared. Phys. Technol., 64, 62–65 (2014).